

# СУПЕРТВИСТОВЫЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ДЕФОРМАЦИИ ПОЛЯ ДИРЕКТОРА В СЛОЕ ФЕРРОНЕМАТИКА

М. А. Уткин, Д. В. Макаров

Пермский государственный национальный исследовательский университет,  
614990, Пермь, Букирева, 15

Под термином «феррожидкий кристалл» (ФЖК) понимают суспензию анизометричных магнитных частиц, в которых роль несущей среды играет жидкий кристалл [1–2]. Если жидкий кристалл (ЖК) является нематиком, то соответствующий ФЖК принято называть ферронематиком (ФН). В подобных мягких средах за счет сцепления молекул нематика на поверхности магнитных частиц имеется возможность создать сильную ориентационную связь между феррочастицами и ЖК-матрицей. Вследствие этого начальная магнитная восприимчивость суспензии повышается по сравнению с чистым нематиком, и в ряде случаев ФН может быть ориентирован относительно слабым внешним полем [3]. Недавно в работах [4–5] был анонсирован синтез суспензии магнитных пластинок на основе нематика, обладающей спонтанной намагниченностью, и названной ферромагнитным нематиком.

Целью настоящей работы является теоретическое описание индуцированных магнитным полем супертвистовых деформаций ориентационной структуры слоя ферронематика в рамках континуального подхода, сформулированного в основополагающей работе Брошар и де Жена [2].

Рассмотрим слой ФН толщиной  $D$ , к которому приложим внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}$  под произвольным углом  $\varphi_H$  в плоскости слоя (Рис. 1).

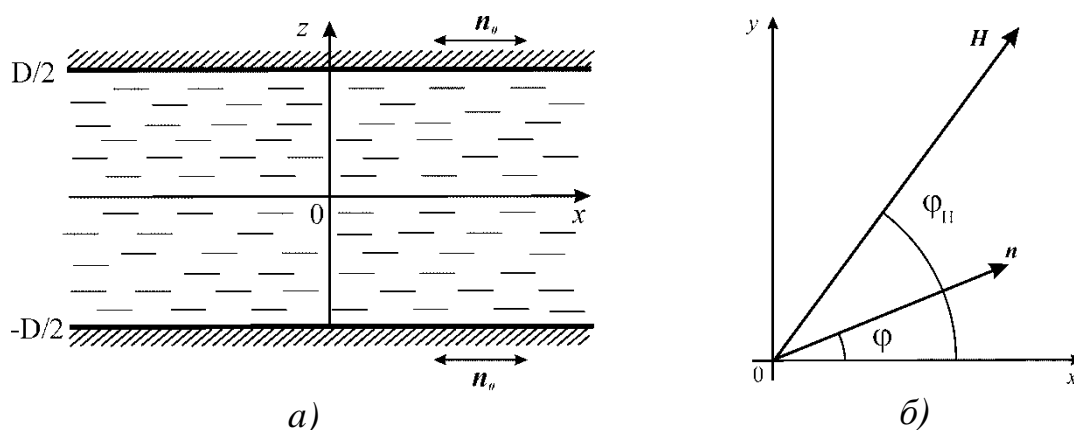


Рис. 1. Слой ферронематика в магнитном поле  $\mathbf{H}$

В рамках континуального подхода в ФН с жесткой ориентационной связью между ЖК-матрицей и феррочастицами направление преимущественной ориентации молекул жидкого кристалла и магнитных частиц описывается одним вектором  $\mathbf{n}$ , называемым директором. Будем считать, что на границах слоя созданы условия жесткого планарного сцепления директора  $\mathbf{n}$  с ограничивающими пластинами. Таким образом, вектор напряженности магнитного поля  $\mathbf{H}$  и директор  $\mathbf{n}$  примут следующий вид

$$\mathbf{H} = H[\cos\varphi_H, \sin\varphi_H, 0], \quad \mathbf{n} = [\cos\varphi(z), \sin\varphi(z), 0] \quad (1)$$

Равновесная ориентационная структура слоя ФН определяется из условия минимума полной свободной энергии [2, 3]

$$F = \int F_V dV, \quad F_V = F_d + F_{dia} + F_{ferro} + F_{entr}, \quad (2)$$

$$F_d = \frac{1}{2} [K_{11}(\text{div } \mathbf{n})^2 + K_{22}(\mathbf{n} \cdot \text{rot } \mathbf{n})^2 + K_{33}(\mathbf{n} \times \text{rot } \mathbf{n})^2],$$

$$F_{dia} = -\frac{1}{2} \chi_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2, \quad F_{ferro} = -M_s f \mathbf{n} \cdot \mathbf{H}, \quad F_{entr} = \frac{k_B T}{v} f \ln f.$$

Здесь  $F_d$  – потенциал Озеена-Франка;  $K_{ii}$  – константы Франка;  $F_{dia}$  – объемная плотность энергии взаимодействий магнитного поля с НЖК (диамагнитный вклад), где  $\chi_a > 0$  – анизотропия диамагнитной восприимчивости нематика, в этом случае директор  $\mathbf{n}$  стремится ориентироваться вдоль приложенного магнитного поля  $\mathbf{H}$ , что приводит к деформации ориентационной структуры жидкого кристалла внутри слоя;  $F_{ferro}$  – объемная плотность энергии взаимодействия магнитного поля с магнитными моментами феррочастиц (дипольный вклад), где  $M_s$  – намагниченность насыщения материала феррочастиц,  $f(z)$  – локальная объемная доля магнитных частиц в суспензии;  $F_{entr}$  – вклад энтропии смешения «идеального газа» феррочастиц в суспензии (энтропийный вклад). Здесь  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура,  $v$  – объем феррочастицы.

Минимизация функционала свободной энергии ФН (2) по углу ориентации директора и намагниченности, объемной доле магнитных частиц приводит к системе дифференциальных уравнений равновесия ФН. В результате интегрирования этих уравнений в бессегрегационном пределе, т.е. для однородного распределения частиц в слое, и с учетом симметричности граничных условий получаем

$$\int_0^{\varphi(\zeta)} \frac{d\varphi}{\sqrt{A(\varphi)}} = \frac{1}{2} - \zeta, \quad \int_0^{\varphi_0} \frac{d\varphi}{\sqrt{A(\varphi)}} = \frac{1}{2}, \quad (3)$$

$$A(\varphi) = \frac{h^2}{2} [\cos 2(\varphi_0 - \varphi_H) - \cos 2(\varphi - \varphi_H)] + bh[\cos(\varphi_0 - \varphi_H) - \cos(\varphi - \varphi_H)],$$

где  $\varphi_0 = \varphi(0)$  – угол ориентации директора в центре слоя. В уравнения (3) введены следующие безразмерные параметры

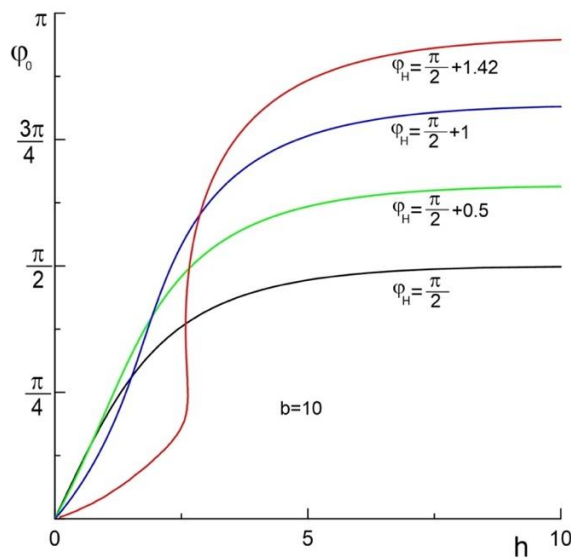
$$\zeta = \frac{z}{D}, \quad h = HD \sqrt{\frac{\chi_a}{K_{22}}}, \quad b = \frac{D\bar{f} M_s}{\sqrt{K_{22}\chi_a}}. \quad (4)$$

Здесь  $\zeta$  – безразмерная координата,  $h$  – безразмерная напряженность магнитного поля, параметр  $b$ , который характеризует механизм влияния магнитного поля на ФН: при  $b > 1$  главным является дипольный механизм, при

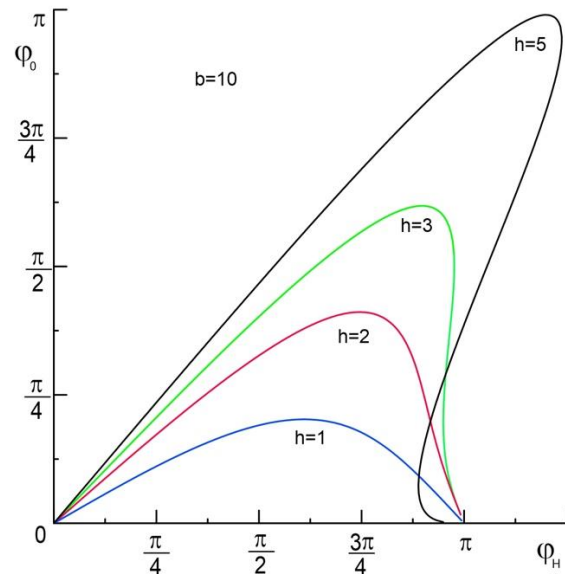
$b < 1$  – квадрупольный. Смена режима воздействия поля происходит при напряженностях  $H \sim M_s \bar{f} / \chi_a$ .

Система интегральных уравнений (3) определяет угол ориентации директора внутри слоя ФН, зависящий от величины приложенного внешнего магнитного поля  $h$ , угла  $\varphi_H$ , под которым поле ориентировано в плоскости слоя, и параметра  $b$ , характеризующего магнитные свойства феррочастиц.

На рисунке 2 представлен график зависимости угла поворота директора  $\varphi_0$  в центре слоя ФН, полученный в результате численного решения интегральных уравнений равновесия (3), как функция магнитного поля  $h$  для различных значений угла его ориентации  $\varphi_H$ . Для расчета выбрано значение  $b = 10$ , соответствующего дипольному механизму влияния поля на ФН.



**Рис. 2.** Угол поворота директора  $\varphi_0$  в центре слоя ФН как функция магнитного поля  $h$  для  $b=10$  и различных  $\varphi_H > \pi/2$

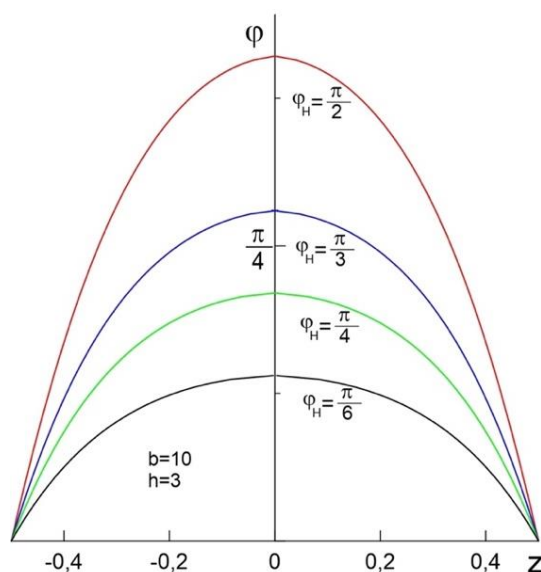


**Рис. 3.** Угол поворота директора  $\varphi_0$  как функция угла приложенного магнитного поля  $\varphi_H$  для  $b=10$  и различных значений  $h$

Как видно из рисунка 2, в отсутствие внешнего поля угол отклонения директора также равен нулю, что соответствует исходной невозмущенной структуре поля директора и намагниченности. При увеличении напряженности магнитного поля  $h$  угол поворота директора  $\varphi_0$  в центре слоя возрастает и асимптотически приближается к значению угла  $\varphi_H$ , под которым это внешнее поле приложено. С ростом угла  $\varphi_H$  зависимость угла поворота директора  $\varphi_0$  в центре слоя ФН от  $h$  качественно изменяется: на зависимости сначала появляется точка перегиба, а затем и узкая гистерезисная область.

При фиксированном значении величины внешнего магнитного поля  $h$  (Рис. 3), с ростом угла  $\varphi_H$  сначала наблюдается монотонное увеличение угла поворота директора  $\varphi_0$ , т.е. структура ФН искажается сильнее с ростом угла поворота поля. Чем напряженность поля  $h$  больше, тем выше на рисунке располагается соответствующая кривая. При последующем увеличении угла поворота поля без увеличения его напряженности наблюдается уменьшение искажений ориентационной структуры. При больших углах поворота поля на угловой зависимости директора появляются области неоднозначно-

сти, которые говорят о существовании ориентационных переходов 1 рода в этой области управляющих параметров.



**Рис. 4.** Угол поворота директора внутри слоя ферронематика при  $b=10$ ,  $h=3$  и различных углах ориентации поля  $\varphi_H < \pi/2$

Пространственное распределение директора и намагниченности ФН внутри слоя, описываемые углом  $\varphi$ , для различных значений угла ориентации магнитного поля  $\varphi_H < \pi/2$  представлены на рисунке 4. На границах слоя угол поворота директора равен нулю, что соответствует условию жесткого планарного сцепления. График функции  $\varphi(z)$  имеет максимум в центре слоя и его значение меньше угла  $\varphi_H$ , под которым прикладывается магнитное поле. Видно, что при фиксированном значении напряжённости магнитного поля с увеличением только лишь угла поворота поля  $\varphi_H$  растёт и отклонение директора от исходной ориентации во всем слое ФН.

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства образования и науки РФ (проект № 2014-153-643).

### Список литературы

1. *de Gennes P. G., Prost J.* The Physics of Liquid Crystals. Oxford: Clarendon Press, 1993. 596 p.
2. *Brochard F., de Gennes P. G.* Theory of magnetic suspensions in liquid crystals // J. Physique. 1970. Vol. 31. P. 691-708.
3. *Райхер Ю. Л., Бурылов С. В., Захлевных А. Н.* Ориентационная структура и магнитные свойства ферронематика во внешнем поле // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 542-551.
4. *Mertelj A., Lisjak D., Drogenik M., Čopič M.* Ferromagnetism in suspensions of magnetic platelets in liquid crystal // Nature. 2013. Vol. 504. P. 237-241.
5. *Shuai M., Klitnick A., Shen Y., Smith G. P., Tuchband M. R., Zhu C., Petschek R. G., Mertelj A., Lisjak D., Čopič M., MacLennan J. E., Glaser M. A., Clark N. A.* Spontaneous liquid crystal and ferromagnetic ordering of colloidal magnetic nanoplates // Nature Communications. 2016. Vol. 7. 10394.